1.Ахматов А.С. Молекулярная физика граничного трения. – М.: Физматгиз, 1973. – 472 с.
2.Крагельский И.В. Трение и износ. Изд. 2-е. – М.: Машиностроение, 1968. – 480 с.
3.Буше Н.А. Трение, износ и усталость в машинах (Транспортная техника). – М.: Транспорт, 1987. – 223 с.

Получено 16.01.2003

УДК 621.333.3

В.Х.ДАЛЕКА, П.М.ПУШКОВ, кандидати техн. наук
Харківська державна академія міського господарства

ЗМЕНШЕННЯ РЕСУРСОМІСТКОСТІ АСИНХРОННИХ ДВИГУНІВ

Пропонується новий метод розрахунку тривимірного розподілу густини струму в короткозамикаючих кільцях обернених асинхронних двигунів, що дає можливість зменшити їх ресурсомісткість за рахунок оптимізації геометричних параметрів.

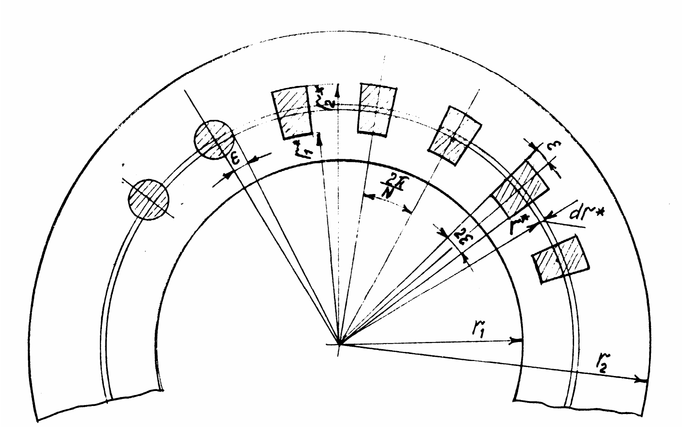
Для приводу поршневих компресорів доцільно використовувати асинхронні короткозамкнені двигуни оберненого (маховичного) типу, в яких ротор обертається навколо нерухомого статора [1]. Радіальні розміри цих двигунів можуть перевищувати осьові, що дозволяє одержати значний момент інерції обертання і не використовувати спеціальні маховики. У цих двигунах на величину активного опору фази короткозамкненої обмотки істотний вплив мають короткозамикаючі кільця, геометричні параметри яких визначають великою мірою оптимальність всієї конструкції . Для вибору раціональних розмірів короткозамикаючих кілець (КЗК) і точного розрахунку їхніх опорів необхідно розрахувати розподіл питомого струму в кільцях.

У цій роботі встановлено закономірність тривимірного розподілу густини струму при малих частотах, коли можна знехтувати ЕРС, що наводиться у КЗК змінним магнітним полем. Таку густину струму умовно можна назвати квазіпостійною і позначати у вигляді комплексного вектора $\dot{\vec{\sigma}}_0$.

При розв'язанні задачі КЗК (див. рисунок) будемо розглядати як порожній циліндр, вісь якого збігається з віссю z. Через r_1 і r_2 позначимо відповідно його внутрішній і зовнішній радіуси. Координати основ циліндра нехай будуть $z_1 = 0$ і $z_2 = h$. Струмовводи (СВ) припустимо розташованими на основі $z_1 = 0$ КЗК рівномірно по кутовій координаті θ. Через ці струмовводи до КЗК підводиться зрівноважена система косинусоїдальних струмів i_ν , тобто

$$\sum_{\nu=0}^{N-1} i_{\nu} = 0, \tag{1}$$

де ν, N – порядковий номер і повне число струмовводів.



Частина короткозамикаючого кільця. Заштриховано ділянки перетину струмовводів (слідів стержнів короткозамкненої обмотки)

Струми i_{ν} мають однакові амплітуди I_m, але зміщені один щодо одного за фазою на кут

$$\alpha = \beta \cdot p, \tag{2}$$

де p – число пар магнітних полюсів асинхронного двигуна; $\beta = 2\pi / N$ – кут між радіальними осями симетрії двох сусідніх СВ.

Таким чином, струм у ν-му СВ $i_{\nu} = I_m \cos(\omega \cdot t + \beta \cdot p \cdot \nu)$, або в комплексній формі $\widehat{I}_{\nu} = \dot{I}_{\nu} e^{j\beta \cdot p \cdot \nu}$, де ω – кутова швидкість зміни струму, $\dot{I}_{\nu}$ – комплексна амплітуда струму i_{ν}:

$$\dot{I}_{\nu} = I_m e^{j\beta \cdot p \cdot \nu}. \tag{3}$$

Таку систему струмів у СВ будемо називати обертовою. При обертовій системі струмів у СВ картина поля струму в нерухомому КЗК, побудована для деякого фіксованого моменту часу, через $p\beta/\omega$ секунд буде періодично повторюватися, займаючи щоразу нове положення, відмінне від попереднього на кут β. Таким чином, поле струмів у КЗК немовби обертається з кутовою швидкістю $\Omega = \omega / p$.

Для розв'язання задачі в загальному вигляді побудуємо елементарний круговий струмоввід (ЕКС) з радіусами r^* і $r^* + dr^*$. З цією метою на основі $z_1 = 0$ КЗК проводимо два концентричні кола відповідно радіусами r^* і $r^* + dr^*$, тим самим немовби вирізуючи в СВ елементи у вигляді дуг товщиною dr^*. Густина сторонніх струмів у цих елементах в сукупності утворить періодичну за кутовою координатою θ дискретно ступінчасту функцію $\dot{\sigma}^{(e)}$ з періодом $2\pi/p$. Розкладаючи дану функцію в ряд Фур'є

$$\dot{\sigma}^{(e)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sigma_n^{(e)} \cdot e^{jpn\theta}, \tag{4}$$

де

$$\sigma_n^{(e)} = \frac{p}{2\pi} \int_{-\varepsilon}^{2\pi/p-\varepsilon} \dot{\sigma}^{(e)} \cdot e^{-jnp\theta} d\theta, \tag{5}$$

будуємо ЕКС, беручи до уваги відсутність в ряду нульового члена.

При рівномірному розподілі струмів у СВ, нехтуванні фазовим зміщенням густини струму в межах одного СВ, безпосереднім інтегруванням за формулою (5) маємо

$$\sigma_m^{(y)} = \frac{N \cdot \sigma_m^{(e)} \sin(pn\varepsilon)}{2\pi n} = \frac{NI_m \sin(pn\varepsilon)}{S\pi pn}, \tag{6}$$

де

$$n = kN + 1,\ k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm \infty; \tag{7}$$

S – площа СВ, $\sigma_m^{(e)} = I_m / S$ – амплітуда густини струму в струмоводах, ε – половина кутового розхилу дуги радіуса r^*, вміщеного всередині СВ (паза).

Усередині КЗК густина струму $\dot{\vec{\sigma}}_0$ визначається формулою в [2]:

$$\dot{\vec{\sigma}}_0 = \gamma \cdot \dot{E}_0 = -\gamma \cdot grad\, \dot{\varphi}, \tag{8}$$

де $\dot{E}_0$ – комплексний вектор напруженості електричного поля; $\dot{\varphi}$ – потенціал струмового поля, що задовольняє всередині КЗК рівнянню Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \dot{\varphi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \dot{\varphi}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \dot{\varphi}}{\partial z^2} = 0. \tag{9}$$

Сторонній струм втікає і витікає з КЗК тільки через ЕКС радіуса r^*, що розташований на поверхні $z_1 = 0$. При цьому виконуються умови:

$$\left.\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial r}\right|_{r=r_1} = \left.\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial r}\right|_{r=r_2} = 0; \tag{10}$$

$$\left.\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial z}\right|_{z=h} = 0; \tag{11}$$

$$\left.\frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial z}\right|_{z=0} = \begin{cases} 0 & \text{поза ЕКС}, \\ -\dfrac{\dot{\sigma}^{(e)}}{\gamma} & \text{на ЕКС}. \end{cases} \tag{12}$$

Розв'язання задачі, що описується рівнянням (9) при умовах (10)-(12), шукатимемо за методом Г.А.Грінберга [3]. Для цього функцію $\dot{\varphi}$, що є періодичною за змінною θ з періодом $2\pi/p$, розкладаємо у ряд Фур'є

$$\dot{\varphi}(r,\theta,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \varphi_n(r,z) e^{jnp\theta}, \tag{13}$$

де

$$\varphi_m(кбя) = \frac{з}{2\pi} \int_{-\varepsilon}^{2\pi/з-\varepsilon} \dot{\varphi}(r,\theta,z) e^{-jnp\theta} d\theta. \tag{14}$$

Помножуючи (9) на величину $\frac{p}{2\pi} e^{-jnp\theta} d\theta$ та інтегруючи отриману рівність у межах від $-\varepsilon$ до $2\pi/p-\varepsilon$, знаходимо диференціальне рівняння для коефіцієнтів $\varphi_n(r,z)$:

$$\frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi_n}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial z^2} - \frac{(pn)^2}{r^2} \varphi_n = 0. \tag{15}$$

Виконавши аналогічні дії з рівняннями (10)-(12), переводимо умови для $\dot{\varphi}$ в умови для φ_n:

$$\left.\frac{\partial \varphi_n}{\partial r}\right|_{r=r_1} = \left.\frac{\partial \varphi_n}{\partial r}\right|_{r=r_2} = 0; \tag{16}$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_n}{\partial z}\right|_{z=h} = 0; \tag{17}$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_n}{\partial z}\right|_{z=0} = \begin{cases} 0 & \text{поза} \quad \text{ЕКС}, \\ -\dfrac{\dot{\sigma}^{(e)}}{\gamma} & \text{на} \quad \text{ЕКС}. \end{cases} \tag{18}$$

Таким чином, для визначення коефіцієнтів $\varphi_n(r, z)$ ряду Фур'є (13) необхідно вирішити крайову задачу другого роду, що описується диференціальним рівнянням (15) при граничних умовах (16)-(18).

Розв'язання для $\varphi_n(r, z)$ шукатимемо у вигляді ряду за власними функціях змінної z даної крайової задачі. Стосовно рівняння (15) для власних функцій $w_m(z)$ знаходимо наступне диференціальне рівняння:

$$\frac{d^2 w_m(z)}{dz^2} = \lambda_m^2 w_m(z) = 0. \tag{19}$$

Граничні умови для $w_m(z)$ будуть

$$\left.\frac{dw_m(z)}{dz}\right|_{z=0} = \left.\frac{dw_m(z)}{dz}\right|_{z=h} = 0. \tag{20}$$

Вирішуючи рівняння (19) при умовах (20), одержуємо власні значення і власні функції даної крайової задачі:

$$\lambda_m = \frac{m\pi}{h}; \; w_m(z) = C_m \cos\frac{m\pi z}{h}, \; m = 1,2,\ldots,\infty,$$

де C_m – довільна постійна.

Приймемо $C_m = 1$. Тоді розкладання функції $\varphi_n(r, z)$ в ряд за власними функціями $w_m(z)$ матиме вигляд

$$\varphi_n(r, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \varphi_{nm}(r) \cos\frac{m\pi z}{h}, \tag{21}$$

де

$$\varphi_{nm}(r)=\frac{2}{h}\int_0^h \varphi_n(r,z)\cos\frac{m\pi z}{h}\,. \tag{22}$$

Тут $2/h$ – обернена величина квадрата норми функції $w_m(z)$.

Отже, шукаємо розв'язання рівняння (15) у вигляді ряду (21). Для визначення включених у цей ряд коефіцієнтів $\varphi_{nm}(r)$ помножимо рівняння (15) і граничні умови (16) на величину $\frac{2}{h}\cos\frac{m\pi z}{h}dz$ і проінтегруємо отримані рівняння по z в межах від нуля до h. Після перетворень одержимо для $\varphi_{nm}(r)$ диференціальне рівняння:

$$\frac{d^2\varphi_{nm}}{dr^2}=\frac{1}{r}\cdot\frac{d\varphi_{nm}}{dr}-[\frac{(m\pi)^2}{h^2}+\frac{(pn)^2}{r^2}]\varphi_{nm}=\frac{2}{h}(\frac{\partial\varphi_n}{\partial z})_{z=0}=-\frac{2\sigma_n^{(e)}}{\gamma\cdot h} \tag{23}$$

і граничні умови

$$\left.\frac{d\varphi_{nm}}{dr}\right|_{r=r_1}=\left.\frac{d\varphi_{nm}}{dr}\right|_{r=r_2}=0. \tag{24}$$

Загальний інтеграл однорідного рівняння, що утворюється з (23) прирівнюванням його правої частини до нуля, має вигляд

$$\varphi^{*}_{nm}(r)A_{nm}I_{pn}(\lambda_m r)+B_{nm}K_{pn}(\lambda_m r), \tag{25}$$

де A_{nm}, B_{nm} – довільні постійні; $I_{pn}(\lambda_m r), K_{pn}(\lambda_m r)$ – модифіковані циліндричні функції першого і другого роду.

Варіюючи постійні інтеграла (25), знаходимо частинне вирішення рівняння (23):

$$\varphi^{**}_{nm}(r)=\int_{r_1}^{r}\xi\cdot f_n[I_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K_{pn}(\lambda_m r)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi\,. \tag{26}$$

При цьому використане співвідношення

$I_{pn}(\lambda_m r)K'_{pn}(\lambda_m r)-I'_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m r)=-\dfrac{1}{\lambda_m r}$, а через f_n позначена права частина рівняння (23), що залежить від змінної r^*:

$$f_n(r^*)=-\frac{2\sigma_n^{(e)}(r^*)}{\gamma\cdot h}. \tag{27}$$

Загальний інтеграл рівняння (23) набуває вигляду

$$\varphi_{nm}(r)=\overset{*}{\varphi}_{nm}(r)+\overset{**}{\varphi}_{nm}(r)=M_{nm}I_{pn}(\lambda_m r)+N_{nm}K_{pn}(\lambda_m r)+$$
$$+\int_{r_1}^{r}\xi\cdot f_n[I_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K_{pn}(\lambda_m r)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi, \tag{28}$$

де M_{nm} і N_{nm} – нові постійні. Підставляючи (28) в умови (24), знаходимо

$$\varphi_{nm}(r)=C_{nm}[I_{pn}(\lambda_m r)K'_{pn}(\lambda_m r_1)-I'_{pn}(\lambda_m r_1)K_{pn}(\lambda_m r)]+$$
$$+\int_{r_1}^{r}\xi\cdot f_n[I_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K_{pn}(\lambda_m r)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi, \tag{29}$$

де

$$C_{nm}=\frac{\int_{r_1}^{r_2}\xi\cdot f_n[I'_{pn}(\lambda_m r_2)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K'_{pn}(\lambda_m r_2)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi}{I'_{pn}(\lambda_m r_1)K'_{pn}(\lambda_m r_2)-I'_{pn}(\lambda_m r_2)K'_{pn}(\lambda_m r_1)}. \tag{30}$$

Загальний вираз потенціалу

$$\dot{\varphi}(r,\theta,z)=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}{}'\sum_{m=1}^{\infty}\varphi_{nm}(r)\cos\frac{m\pi z}{h}e^{jnp\theta}, \tag{31}$$

де $\varphi_{nm}(r)$ знаходимо з виразів (29) і (30).

З огляду на те, що величина f_n, обумовлена рівнянням (27), відмінна від нуля тільки на ЕКС, при $dr^*\to 0$ одержимо вираз для інтеграла, що стоїть в чисельнику виразу (30), залишивши малу величину першого порядку:

$$\int_{r_1}^{r_2}\xi\cdot f_n[I'_{pn}(\lambda_m r_2)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K'_{pn}(\lambda_m r_2)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi=$$
$$=\lim_{dr^*\to 0}\left\{-\frac{2\sigma_n^{(e)}}{\gamma\cdot h}\int_{r^*}^{r^*+dr^*}\xi\cdot[I'_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K'_{pn}(\lambda_m r)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi\right\}= \tag{32}$$
$$=\frac{2\sigma_n^{(e)}r^*dr^*}{\gamma\cdot h}[I_{pn}(\lambda_m r^*)K'_{pn}(\lambda_m r_2)-I'_{pn}(\lambda_m r_2)K_{pn}(\lambda_m r^*)].$$

Вираз для коефіцієнтів C_{nm}, отже,

$$C_{nm}=\frac{2\sigma_n^{(e)}r^*dr^*}{\gamma\cdot h}\cdot\frac{I_{pn}(\lambda_m r^*)K'_{pn}(\lambda_m r_2)-I'_{pn}(\lambda_m r_2)K_{pn}(\lambda_m r^*)}{I'_{pn}(\lambda_m r_1)K'_{pn}(\lambda_m r_2)-I'_{pn}(\lambda_m r_2)K'_{pn}(\lambda_m r_1)}. \quad (33)$$

Інтеграл, що стоїть в правій частині виразу (29), при $r_1 \le r < r^*$ перетворюється на нуль, а при $r^* < r \le r_2$ відмінний від нуля і дорівнює

$$\int_{r_1}^{r}\xi\cdot f_n[I_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K_{pn}(\lambda_m r)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi=$$

$$=\lim_{dr^*\to 0}\left\{-\frac{2\sigma_n^{(e)}}{\gamma\cdot h}\int_{r^*}^{r^*+dr^*}\xi\cdot[I_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m\xi)-K_{pn}(\lambda_m r)I_{pn}(\lambda_m\xi)]d\xi\right\}= \quad (34)$$

$$=\frac{2\sigma_n^{(e)}r^*dr^*}{\gamma\cdot h}[I_{pn}(\lambda_m r^*)K_{pn}(\lambda_m r)-I_{pn}(\lambda_m r)K_{pn}(\lambda_m r^*)].$$

У КЗК із струмовводами кінцевої глибини вираз (31) слід розуміти як диференціал потенціалу поля струму $d\dot{\varphi}$, що залежить від радіуса r^* ЕКС.

Позначимо через $d\dot{\varphi}_1$ значення потенціалу при $r_1 \le r < r^*$ і через $d\dot{\varphi}_2$ – значення потенціалу при $r^* < r \le r_2$, відповідно до (31), та (6), (7), (29), (33) і (34) маємо:

$$d\dot{\varphi}_1=Qr^*dr^*\sum_{k\to-\infty}^{+\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{I_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r^*)K'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_2)-I'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_2)K_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r^*)}{I'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_1)K'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_2)-I'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_2)K'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_1)}\times$$

$$\times I_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r)K'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_1)-I'_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r_1)K_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r)\times$$

$$\times\frac{\sin[(kN+1)p\varepsilon]}{(kN+1)}\cdot\cos\frac{m\pi z}{h}e^{j(kN+1)p\cdot\theta}; \quad (35)$$

$$d\dot{\varphi}_2=d\dot{\varphi}_1+Qr^*dr^*\sum_{k\to-\infty}^{+\infty}\sum_{m=1}^{\infty}[I_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r^*)K_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r)-I_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r)\times$$

$$\times K_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h}r^*)]\times\frac{\sin[(kN+1)p\varepsilon]}{(kN+1)}\cdot\cos\frac{m\pi z}{h}e^{j(kN+1)p\cdot\theta}, \quad (36)$$

де

$$Q = \frac{2N\sigma_m^{(e)}}{\pi\gamma h} = \frac{2NI_m}{S\pi\gamma h}. \qquad (37)$$

Диференціал потенціалу $d\dot{\varphi}$ в короткозамикаючому кільці $r_1 \le r \le r_2$ в загальному вигляді можна подати як

$$d\dot{\varphi}(r,\theta,z,r^{*}) = d\dot{\varphi}^{(1)}\eta_1(r^* - r) + d\dot{\varphi}^{(2)}\eta_2(r - r^*), \qquad (38)$$

де $\eta_1(r^* - r)$ і $\eta_2(r - r^*)$ – одиничні функції:

$$\eta_1(r^* - r) = \begin{cases} 1, & r < r^*, \\ 0, & r > r^*; \end{cases}$$

$$\eta_2(r - r^*) = \begin{cases} 0, & r < r^*, \\ 1, & r > r^*. \end{cases}$$

Шукане значення потенціалу $\dot{\varphi}$ знаходимо за допомогою інтегрування виразів (35) і (36) за змінною r^* уздовж висоти струмовводів. Відповідно до (38)

$$\dot{\varphi}^{(1)}(r,\theta,z) = \int_{r_1^*}^{r_2^*} d\dot{\varphi}^{(1)} \quad \text{при} \quad r_1 \le r < r_1^*; \qquad (39)$$

$$\dot{\varphi}^{(2)}(r,\theta,z) = \int_{r_1^*}^{r_2^*} d\dot{\varphi}^{(2)} \quad \text{при} \quad r_2^* < r \le r_2; \qquad (40)$$

$$\dot{\varphi}^{(3)}(r,\theta,z) = \int_{r}^{r_2^*} d\dot{\varphi}^{(1)} + \int_{r_1^*}^{r} d\dot{\varphi}^{(2)} \quad \text{при} \quad r_1^* \le r \le r_2^*. \qquad (41)$$

В окремому випадку, коли струмовводи мають форму кругових прямокутників і кут ε відповідно не залежить від змінної r^*, знаходження шуканих значень потенціалу $\dot{\varphi}$ по (39)-(41) зводиться до обчислення інтегралів виду

$$\int r^* I_{p(kN+1)}\left(\frac{m\pi}{h} r^*\right) dr^*; \quad \int r^* K_{p(kN+1)}\left(\frac{m\pi}{h} r^*\right) dr^*. \qquad (42)$$

У всіх інших випадках будуть мати місце інтеграли вигляду

$$\int r^* I_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h} r^*) \sin[(kN+1)p\varepsilon] dr^*;$$
$$\int r^* K_{p(kN+1)}(\frac{m\pi}{h} r^*) \sin[(kN+1)p\varepsilon] dr^*. \quad (43)$$

Тут кут ε є функція змінної r^*. Функціональна залежність кута ε від r^* визначається величиною і геометрією струмовводів.

За знайденими значеннями потенціалу $\dot{\varphi}$ величину складової густини струму знаходимо за формулами

$$\dot{\sigma}_{0r} = -\gamma \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial r}; \quad \dot{\sigma}_{0\theta} = -\gamma \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \theta}; \quad \dot{\sigma}_{0z} = -\gamma \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial z}. \quad (44)$$

Вирішення цієї задачі набагато спрощується при відносно малих розмірах струмовводів, коли їх без значних похибок можна замінити одним нескінченно тонким ЕКС радіуса r^*, проведеним через «центри ваги струмів» реальних струмовводів. У таких випадках відпадає необхідність інтегрування виразів (35) і (36) за змінною r^*, а самі ці вирази, розділені на $r^* dr^*$, будуть представляти значення потенціалів $\dot{\varphi}^{(1)}$ і $\dot{\varphi}^{(2)}$, що визначаються відповідно в областях $r_1 \le r < r^*$ і $r^* < r \le r_2$. При цьому вираз (37) для коефіцієнта Q набуває вигляду

$$Q = \frac{NI_m}{\pi\gamma\varepsilon p h}. \quad (45)$$

Якщо далі $\varepsilon \to 0$, одержимо вирази потенціалів для випадку точкових струмовводів.

Таким чином, задача про тривимірний розподіл квазіпостійної густини струму повністю вирішена. При струмовводах малих розмірів рішення виходить в кінцевому вигляді, в інших випадках необхідно використовувати чисельне інтегрування.

Визначивши густину струму $\dot{\vec{\sigma}}_0$, знайдемо втрати потужності в КЗК за допомогою інтегрування квадрата модуля вектора $\dot{\vec{\sigma}}_0$ за об'ємом короткозамикаючого кільця

$$P = \frac{1}{2\gamma} \int_V \left| \dot{\vec{\sigma}}_0 \right|^2 dV. \quad (46)$$

Еквівалентний активний опір r_{ke} ділянки короткозамикаючого кільця, приведений до струму стержня, знаходимо за формулою

$$r_{ke} = \frac{P}{NI^2} = \frac{2P}{NI_m^2}, \tag{47}$$

де I і I_m – діюче й амплітудне значення струму в стержні.

Еквівалентний опір r_{2e} фази короткозамкненої обмотки ротора асинхронного двигуна буде

$$r_{2e} = r_c + 2r_{ke},$$

де r_c – опір стержня.

Таким чином, при малих частотах можна розрахувати аналітичним способом активні опори товстих короткозамикаючих кілець і вибрати раціональні їх розміри, що забезпечують в першу чергу зменшення матеріаломісткості двигунів і споживання матеріальних і енергетичних ресурсів у цілому.

1.Иванов - Смоленский А.В. Электрические машины. – М.: Энергия, 1980. – 928 с.
2.Говорков В.А. Электрические и магнитные поля. – М.: Энергия, 1968. – 487 с.
3.Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – М.: Изд-во АН СССР, 1948. – 620 с.

Отримано 17.01.2003

УДК 629.4.072 : 004.5

В.Г.ПУЗИР, канд. техн. наук
Українська державна академія залізничного транспорту, м.Харків
І.В.РЕМЕЗ
Одеська залізниця

ОЦІНКА НАДІЙНОСТІ ОПЕРАТОРІВ ЛЮДИНО-МАШИННИХ КОМПЛЕКСІВ ЗАЛІЗНИЧНОГО ТРАНСПОРТУ

Обгрунтовано показники надійності роботи людино-оператора і їх нормування.

Функціонування залізничного транспорту в основному базується на використанні людино-машинних комплексів. Особливо це стосується локомотивного господарства, для якого роль локомотивної бригади у забезпеченні перевізного процесу важко переоцінити. Однак до цього часу в дослідженнях надійності основна увага приділялась виключно обладнанню і майже не враховувалась надійність людини як елемента системи.

Згідно з даними щорічних аналізів стану безпеки руху поїздів у локомотивному господарстві [1], приблизно 20% аварійних випадків